Relativité restreinte et mécanique ondulatoire

A. Sanche

1 rue de Toulouse
30000 Nîmes

Ces quelques pages vont à l'encontre de la théorie traditionnelle. Pour les comprendre, il faut absolument, selon la méthode cartésienne, faire table rase des idées reçues. Sinon, c'est perdre son temps.

La RELATIVITE RESTREINTE repose sur le fait expérimental suivant : "*Dans le vide, les signaux lumineux sont toujours perçus à la célérité c*".

L'expérience montre que la vitesse de la source n'influence pas celle de la lumière et qu'un récepteur est optiquement immobile dans son repère d'inertie. Autrement dit, quel que soit le mouvement de la source lumineuse, l'éclair perçu par P, s'il est émis en S de $R(P)$ (repère de P), parcourt la distance SP à la célérité C dans $R(P)$.

Il est classique d'admettre qu'un éclair a la vitesse C dans tous les repères d'inertie, *indépendamment du récepteur effectif* ([1] p. 13, [2] p. 345, [3] p. 109 ..., la bibliographie est en dernière page). Ainsi rédigé, le principe fondamental de la relativité restreinte dépasse de beaucoup les *faits expérimentaux* (on ne connaît pas la vitesse de la lumière dans les repères autres que celui du récepteur). Il postule, pour espace-temps, un cadre vide indépendant de la matière (c'est contraire à la relativité générale) et néglige complètement (en localisant géométriquement le point lumineux) les propriétés ondulatoires de la lumière. C'est un axiome éminemment suspect.

Formules de relativité descriptive active

On utilisera des coordonnées cartésiennes orthogonales, en admettant que les coordonnées Y et Z ne sont pas modifiées par un mouvement selon les X. De plus pour éviter toute confusion et suivre avec précision le déroulement des phénomènes, chaque grandeur sera munie de deux indices, le premier indiquant le repère de l'objet de l'observation et le second, celui de l'observateur.

Soient deux repères d'inertie $R(i)$ et $R(j)$. Le premier a, par rapport au second, un mouvement de translation rectiligne uniforme de vitesse $v_{ij} = -v_{ji}$ selon les X. A l'origine des temps, les origines des espaces coïncident. Un éclair est ainsi émis en $x = t = 0$ dans les deux repères. Pour les X positifs, cet éclair est *perçu par la particule* P_k selon le schéma suivant :

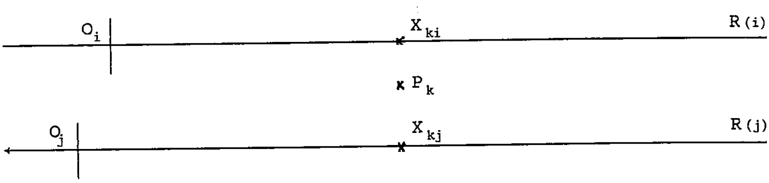

Figure 1. Les observateurs, que rien ne doit distinguer, emploient les *mêmes* unités et décrivent l'événement de la façon suivante :

$$\begin{cases} x_{ki} = x_{kj} - v_{ij}t_{kj} & \text{par l'observateur } O_i \\ x_{kj} = x_{ki} + v_{ij}t_{ki} & \text{par l'observateur } O_j \end{cases} \tag{1}$$

Chaque observateur *estime* la vitesse de la lumière égale à c , ceci entraîne : $x_{ki} = ct_{ki}$ et $x_{kj} = ct_{kj}$ qui portés dans (1) donnent

$$\begin{cases} ct_{ki} & - & (c - v_{ij})t_{kj} & = 0 \text{ pour } O_i \\ -(c + v_{ij})t_{ki} & + & ct_{kj} & = 0 \text{ pour } O_j \end{cases} \tag{2}$$

Pour que les observations soient compatibles, tout en respectant la relativité, un *même* coefficient portant sur les *mêmes* membres de (1), doit rendre nul le déterminant des systèmes (3) ou (4) :

$$\begin{cases} \alpha ct_{ki} & - & (c - v_{ij})t_{kj} & = 0 \\ -(c + v_{ij})t_{ki} & + & \alpha ct_{kj} & = 0 \end{cases} \tag{3}$$

$$\left\{\begin{array}{lcll} ct_{ki} & - & \gamma(c-v_{ij})t_{kj} & =0 \\ -\gamma(c+v_{ij})t_{ki} & + & ct_{kj} & =0 \end{array}\right. \tag{4}$$

Ceci entraîne, en posant $\beta_{ij} = v_{ij}/c$:

$$\alpha^2c^2 - (c^2 - v_{ij}^2) = 0 \Longrightarrow \alpha^2 = 1 - \beta_{ij}^2 \Longrightarrow \alpha_{ij} = \pm\sqrt{1-\beta_{ij}^2}$$

$$c^2 - \gamma^2(c^2 - v_{ij}^2) = 0 \Longrightarrow \gamma^2 = 1/(1 - \beta_{ij}^2) \Longrightarrow \gamma_{ij} = \pm 1/\sqrt{1-\beta_{ij}^2}$$

L'identité, pour $v_{ij} = 0$, est donnée par le signe plus. Quel que soit le coefficient α ou γ choisi, en portant dans (1), on obtient les formules descriptives suivantes :

$$x_{ki} = \frac{x_{kj} - v_{ij}t_{kj}}{\sqrt{1-\beta_{ij}^2}} \quad (6) \qquad x_{kj} = \frac{x_{ki} + v_{ij}t_{ki}}{\sqrt{1-\beta_{ij}^2}} \tag{5}$$

$$t_{ki} = \frac{t_{kj} - \frac{v_{ij}}{c^2}x_{kj}}{\sqrt{1-\beta_{ij}^2}} \quad (8) \qquad t_{kj} = \frac{t_{ki} + \frac{v_{ij}}{c^2}x_{ki}}{\sqrt{1-\beta_{ij}^2}} \tag{7}$$

car (5) dans (6) donne (7) et (6) dans (5) donne (8).

Remarque : Ces formules (comparables à celles de Lorentz) sont données par A. Tonnelat, [4] p.156. La source lumineuse étant localisée en $x = t = 0$, la démonstration ci-dessus reste valable en posant pour les X négatifs : $x_{ki} = -ct_{ki}$ et $x_{kj} = -ct_{kj}$.

Espace descriptif des phénomènes physiques

Un événement concernant un point matériel est repéré par quatre coordonnées : t, x, y, z par exemple (dans cet essai, par convention, la plupart du temps deux : x, t). On peut aussi le localiser dans l'espace géométrique par un trivecteur $\vec{x}$.

Par rapport aux formules de relativité descriptive, les invariants fondamentaux sont :

$$c^2t_{kj}^2 - \vec{x}_{kj}^2 = c^2t_{ki}^2 - \vec{x}_{ki}^2 \tag{9}$$

$$c^2t_{kj}t_{k'j} - \vec{x}_{kj}\cdot\vec{x}_{k'j} = c^2t_{ki}t_{k'i} - \vec{x}_{ki}\cdot\vec{x}_{k'i} \tag{10}$$

En tenant compte que $y_{kj} = y_{ki}$ et que $z_{kj} = z_{ki}$, il est facile de développer les calculs. On peut dès lors considérer ($ct, i\vec{x}$) avec $i = \sqrt{-1}$, comme un rayon vecteur localisant l'événement dans l'espace descriptif $\overline{E}$ de dimension quatre et ayant pour carré scalaire invariant : $c^2t^2 - \vec{x}^2$. Les quadrirepères notés $\overline{R}$ ont l'axe des temps orthogonal à l'espace et (10) correspond au produit scalaire. L'intervalle sera défini comme la différence de deux rayons vecteurs. Ce sera un quadrivecteur respectant (9) et (10) et se transformant comme les rayons lors d'un changement de repère. Les quadrivecteurs seront notés $\overline{X}$ de $\overline{E}$ et l'intervalle élémentaire $\overline{dL}$ ou $(cdt, id\vec{x})$. Il peut se poser un problème d'indice. Quand les événements constituant l'intervalle intéressent des particules liées à un même repère $\overline{R(k)}$, il suffira de le signaler par le premier indice. Par exemple Δx_{ki}, l'indice i étant le repère de l'observation.

En multipliant ou en divisant un quadrivecteur par un invariant scalaire, on obtient de nouveaux quadrivecteurs. Avec une matrice de passage complexe, tous ces 4-vecteurs se transforment ainsi :

$$\begin{pmatrix} c\ dt_{kj} \\ i\ dx_{kj} \\ idy_{kj} \\ i\ dz_{kj} \end{pmatrix} = A_i^j \begin{pmatrix} c\ dt_{ki} \\ i\ dx_{ki} \\ i\ dy_{ki} \\ i\ dz_{ki} \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad A_i^j = \begin{pmatrix} \gamma_{ij} & -i\gamma\beta_{ij} & 0 & 0 \\ i\gamma\beta_{ij} & \gamma_{ij} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{11}$$

et $\mid A_i^j \mid = 1$. Avec les rayons, A_i^j redonne les formules de relativité.

$$ct_{kj} = \gamma_{ij}(ct_{ki} + \beta_{ij}x_{ki}) \tag{12'}$$

$$x_{kj} = \gamma_{ij}(x_{ki} + \beta_{ij}ct_{ki}) \tag{12''}$$

Elles correspondent à une pseudorotation des axes de référence.

Remarque : Lorsque l'intervalle est associé à l'émission et à la réception d'un signal lumineux, il est dit du *genre lumière* et *son carré scalaire est nul* : $dx = cdt$ entraîne $c^2dt^2 - dx^2 = \overline{dL_c^2} = 0$. *Il en sera de même pour ses quadrivecteurs dérivés.*

Formules descriptives passives

Elles donnent la description, dans un tiers repère, d'événements identiques dans leur repère respectif et sont les inverses des précédentes. Au lieu de faire passer du repère $\overline{R(j)}$ au repère $\overline{R(i)}$ pour un événement concernant un point matériel k donné, elles font passer, le repère $\overline{R(k)}$ étant donné, du point $P_j(x_{jj}, t_{jj})$ au point homologue $P_i(x_{ii} = x_{jj}, t_{ii} = t_{jj})$. La matrice du changement de base $\overline{R(i)} = \overline{R(j)} A_i^j \Longrightarrow x_{kj} = A_i^j \; x_{ki}$ devient la matrice d'une transformation linéaire. Ceci entraîne $x_{ik} = A_i^j \; x_{jk}$ ou en explicitant :

$$x_{jk} = \gamma_{ij}(x_{ik} - v_{ij}\ t_{ik}) \qquad (15) \qquad x_{ik} = \gamma_{ij}(x_{jk} + v_{ij}t_{jk}) \qquad (13)$$

$$t_{jk} = \gamma_{ij}(t_{ik} - \frac{v_{ij}}{c^2}x_{ik}) \qquad (16) \qquad t_{ik} = \gamma_{ij}(t_{jk} + \frac{v_{ij}}{c^2}x_{jk}) \qquad (14)$$

Les formules passives correspondent à une pseudorotation de la grandeur observée, A_j^i se déduisant de A_i^j en changeant v_{ij} en $-v_{ij}$.

Remarque : Ces formules ont été établies par J.L. Synge. [5] p.75.

Formules de relativité réciproque

En posant, par exemple, $k = j$ dans les formules ci-dessus, on obtient les formules de relativité réciproque passive utilisées par P_j observant P_i, soit :

$$x_{jj} = \gamma_{ij}(x_{ij} - v_{ij}t_{ij}) \qquad (15') \qquad x_{ij} = \gamma_{ij}(x_{jj} + v_{ij}t_{jj}) \qquad (13')$$

$$t_{jj} = \gamma_{ij}(t_{ij} - \frac{v_{ij}}{c^2}x_{ij}) \qquad (16') \qquad t_{ij} = \gamma_{ij}(t_{jj} + \frac{v_{ij}}{c^2}x_{jj}) \qquad (14')$$

Pour passer aux actives, P_j utilise la relativité physique et remplace l'événement de $\overline{R(j)}$ par son *homologue* de $\overline{R(i)}$ en posant $x_{jj} = x_{ii}$ et $t_{jj} = t_{ii}$ dans (13'), (14'), (15') et (16'), soit :

$$x_{ii} = \gamma_{ij}(x_{ij} - v_{ij}t_{ij}) \qquad (14'') \qquad t_{ii} = \gamma_{ij}(t_{ij} - \frac{v_{ij}}{c^2}x_{ij}) \qquad (13'')$$

$$x_{ij} = \gamma_{ij}(x_{ii} + v_{ij}t_{ii}) \qquad (16'') \qquad t_{ij} = \gamma_{ij}(t_{ii} + \frac{v_{ij}}{c^2}x_{ii}) \qquad (15'')$$

ce qui revient à poser $k = i$ dans les formules actives page 3.

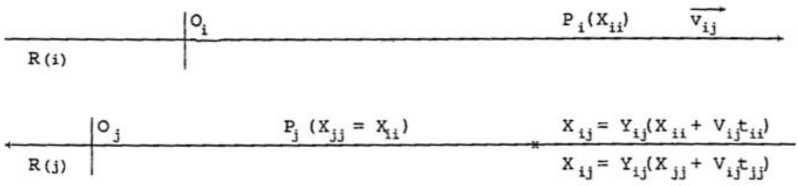

Figure 2.

De son côté P_i, observant P_j, pose $k = i$ dans les formules passives et $k = j$ dans les formules actives.

La multiplicité des indices alourdit la notation, mais cela semble préférable à la confusion résultant de leur absence. *Eux seuls permettent de suivre les raisonnements.*

Durée propre d'une particule matérielle

Deux événements intéressent la particule P_i au repos dans $R(i)$. La durée, qui les sépare, correspond aux formules ci-dessous :

$$dx_{ij} = \gamma_{ij}(dx_{ii} + v_{ij}dt_{ii}) \tag{15"}$$

et

$$dt_{ij} = \gamma_{ij}(dt_{ii} + \frac{v_{ij}}{c^2}dx_{ii}), \tag{16"}$$

où $dx_{ii} = 0$ et $dt_{ii} \neq 0$. On a ainsi :

$$(dx_{ii} = 0) \Longrightarrow \begin{cases} dx_{ij} = v_{ij}dt_{ii}/\sqrt{1-\beta_{ij}^2} \\ dt_{ij} = dt_{ii}/\sqrt{1-\beta_{ij}^2} \end{cases} \tag{17}$$

dx_{ij} et cdt_{ij} sont les composantes dans $\overline{R(j)}$ de l'intervalle cdt_{ii} dont le carré scalaire est l'*invariant* :

$$c^2dt_{ii}^2 = c^2dt_{ij}^2 - dx_{ij}^2 = dL_t^2 > 0 \text{ genre temps}$$

La durée $\mid dt_{ii} \mid = \sqrt{dL_t^2/c^2}$ considérée comme invariante sera notée dt_0 et désignée sous le nom de durée propre de la particule matérielle P_i. La même durée propre d'une particule P_j liée à $R(j)$, soit $dt_{jj} = dt_{ii} = dt_0$, sera observée dans $R(i)$ de façon à avoir par relativité physique (formules réciproques).

$$dt_{jj} \Longrightarrow \left\{ \begin{array}{rcl} dt_{ji} & = & dt_{ij} \\ dx_{ji} & = & -dx_{ij} \end{array} \right\} \Longleftarrow dt_{ii} \tag{18}$$

Les horloges au repos dans $R(i)$ sont facilement synchronisables (Einstein [7] p.24). Il en est de même pour les horloges liées à $R(j)$. *Une durée invariante est donc universelle*, c'est-à-dire absolue, l'essentiel restant à faire : utiliser cette durée invariante pour interpréter les phénomènes lumineux.

Effet Doppler dans le vide

A) Relativité passive

On utilisera le repère du récepteur P_j, où toutes les horloges sont synchronisées. La transmission d'un signal émis par S_i et *perçu par* P_j se fait, *dans* $R(j)$, suivant le schéma suivant :

1) *émission de l'éclair* date zéro

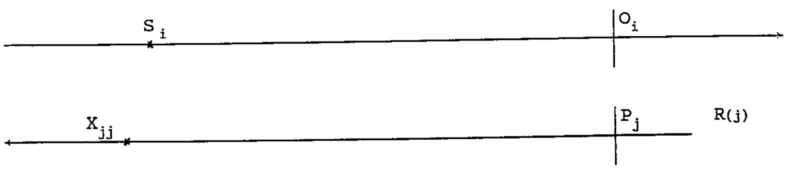

Figure 3.

$(0_{jj} - x_{jj})$ est la distance parcourue dans $R(j)$ par l'éclair pour atteindre P_j à la *vitesse expérimentale* $-x_{jj}/t_{jj} = C_{jj} = c$.

2) *réception de l'éclair* dat *expérimentale* $t_{jj} = t_0$

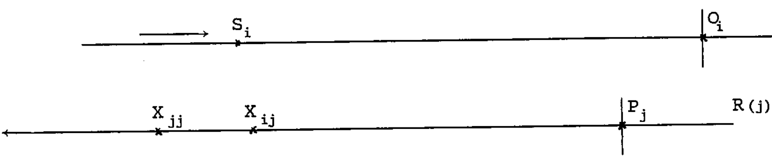

Figure 4.

$(0_{jj} - x_{ij})$ est la distance parcourue *dans* $R(j)$ par l'éclair depuis S_i à la vitesse $-x_{ij}/t_{jj} = -\gamma_{ij}(x_{jj} + v_{ij}t_{jj})/t_{jj} = \gamma_{ij}(c - v_{ij})$ (compte tenu de la formule (15') et de $-x_{jj}/t_{jj} = c$), soit :

$$C_{ji} = (c - v_{ij})/\sqrt{1 - \beta_{ij}^2}. \tag{19}$$

En résumé, l'*éclair perçu par* P_j a la vitesse $C_{jj} = c$ par rapport au récepteur et la vitesse $C_{ji} = \gamma_{ji}(c - v_{ij})$ par rapport à l'émetteur. Quant à l'effet Doppler, il sera calculé grâce à une formule élémentaire, mais très physique, souvent utilisée pour les phénomènes ondulatoires.

$$\nu_{jj} = \nu_{ii} \frac{\text{vitesse relative phénomène/récepteur } P_j}{\text{vitesse relative phénomène/émetteur } S_i} \tag{20}$$

soit

$$\nu_{jj} = \nu_{ii}(C_{jj}/C_{ji}) = \nu_{ii}[c/\gamma_{ij}(c - v_{ij})] = \nu_{ii}\sqrt{1 - \beta_{ij}^2}/(1 - \beta_{ij}) \tag{21}$$

formule conforme aux faits expérimentaux.

Lors de la réception de l'éclair, la date $t_{ij} = \gamma_{ij}(t_{jj} + v_{ij}x_{jj}/c^2)$ est apparente (voir ps 10 et 12). Pour la source S_i, la date propre (la vraie) est $t_{ii} = \gamma_{ij}(t_{ij} - v_{ij}x_{ij}/c^2)$. Compte tenu de la valeur de t_{ij} et de x_{ij}, on a bien $t_{ii} = t_{jj}$.

B) Relativité active

La relativité active donnera évidemment le même résultat, à condition toutefois de considérer la *durée propre* $t_{jj} = t_0$ du *récepteur* P_j *comme invariante* conformément à l'étude précédente :

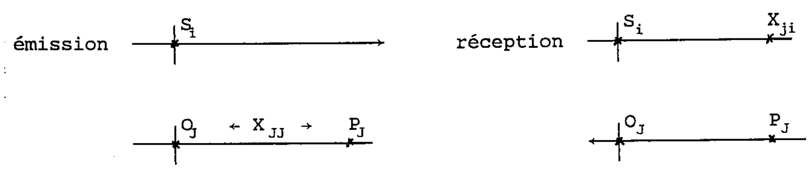

Figure 5.

D'après (5) où $k = j$: $x_{ji} = \gamma_{ji}(x_{jj} - v_{ij}t_{jj})$, on a à nouveau pour la vitesse de l'éclair par rapport à S_i : $C_{ji} = x_{ji}/t_{jj} = \gamma_{ij}(c - v_{ij})$, compte tenu de $x_{jj}/t_{jj} = C_{jj} = c$. L'effet Doppler est dû à un mouvement relatif et peut difficilement s'expliquer dans un espace en soi, où la lumière aurait "partout" la vitesse C.

Ainsi L. de Broglie écrit en [6] p.207 : "Le photon, considéré dans son état initial supposé donné, aura une infinité de champs électromagnétiques, suivant l'état final qu'on lui attribuera ... Il en résulte que l'identification du photon avec un seul corpuscule ... se heurte à des difficultés insurmontables quant à la définition du champ électromagnétique qui l'accompagne".

Impulsion et énergie d'un photon

Pour simplifier, supposons qu'une particule ponctuelle P_k puisse percevoir, au même instant dans $R(k)$, deux photons de la même énergie $h\nu_{kk}$, l'un provenant des X positifs, l'autre des X négatifs. La vitesse du récepteur P_k reste nulle dans $R(k)$ et sa masse augmente théoriquement de $dm_0c^2 = 2h\nu_{kk}$. Dans $R(j)$, la vitesse de P_k reste constante et son énergie cinétique augmente de $dm_0c^2(\gamma_{kj} - 1)$. Or, dans $R(j)$, la formule de l'effet Doppler donnerait pour l'énergie des photons perçus par P_k :

$$h\nu_{kk}\ \frac{1+\beta_{kj}}{\sqrt{1-\beta_{kj}^2}} + h\nu_{kk}\ \frac{1-\beta_{kj}}{\sqrt{1-\beta_{kj}^2}} = \frac{2h\nu_{kk}}{\sqrt{1-\beta_{kj}^2}} = \frac{dm_0c^2}{\sqrt{1-\beta_{kj}^2}}$$

L'augmentation de la masse de P_k dans $R(j)$ correspond donc à l'énergie :

$$dm_0c^2/\sqrt{1-\beta_{kj}^2} - dm_0c^2(\gamma_{kj} - 1) = dm_0c^2 = 2h\nu_{kk} \qquad (22)$$

La masse de P_k est invariante, sinon constante, ainsi que la masse des photons relativement à P_k : $h\nu_{kk}/c^2$. D'après (19), le photon ph_k, de vitesse $+c$ dans $R(k)$, a la vitesse $C_{kj} = \gamma_{kj}(c + v_{kj})$ dans $R(j)$. Son impulsion est donc dans $R(j)$:

$$\frac{h\nu_{kk}}{c^2} \times \frac{c+v_{kj}}{\sqrt{1-\beta_{kj}^2}} = \frac{h\nu_{kk}(1+\beta_{kj})}{c\sqrt{1-\beta_{kj}^2}} = \frac{h\nu_{kk}\sqrt{1-\beta_{kj}^2}}{c(1-\beta_{kj})} = \frac{h\nu_{jj}}{c} = \frac{h}{\lambda_{jj}}$$

La particule P_k recevra, dans $R(j)$, la même énergie et la même impulsion qu'une particule P_j éventuellement liée à $R(j)$:

$$h\nu_{kj} = h\nu_{jj} \quad , \quad h/\lambda_{kj} = h/\lambda_{jj} \qquad (23)$$

Ceci permet de respecter, quel que soit $R(j)$, le principe de conservation de l'impulsion et de l'énergie. On pourra construire un 4-vecteur impulsion-énergie pour ph_k et le coupler avec celui de P_k.

Effet Fresnel

Tous les repères sont en mouvement rectiligne uniforme selon les X. A l'instant zéro, la lumière est émise en $x = 0$ vers les X positifs. Soit le milieu matériel $M(k)$ d'indice de réfraction n. La vitesse de l'éclair transmis par $M(k)$ et *perçu par* P_k est dans $R(k)$:

$$ {}_kC_{kk} = x_{kk}/t_{kk} = c/n \tag{24} $$

Les indices sont, à gauche de C, celui du milieu de propagation et à droite de C, dans l'ordre, celui du récepteur et du repère géométrique, comme dans le vide.

On peut se demander, dans le cas de l'éclair transmis par $M(k)$ à P_k, quelle est la vitesse observée, par exemple dans $R(j)$. Un *observateur de* $R(j)$ situe :

P_k en $x_{kj} = \gamma_{kj}(x_{kk} + v_{kj}t_{kk}) = \gamma_{kj}x_{kk}(1 + nv_{kj}/c)$, (for. 6 où $i = k$)

et note $t_{kj} = \gamma_{kj}(t_{kk} + \frac{v_{kj}}{c^2}x_{kk}) = \gamma_{kj}t_{kk}(1 + \frac{v_{kj}}{c^2}c/n)$, (for. 8 où $i = k$)

Il estime, dans $R(j)$, la vitesse de l'éclair perçu par P_k à :

$$ x_{kj}/t_{kj} = \frac{c}{n}(1 + nv_{kj}/c)/(1 + \frac{v_{kj}c/n}{c^2}) $$

En réalité, ces estimations concernent la *particule au repos* Q_j, liée à $R(j)$ en $x'_{jj} = x_{kj}$. *Ayant changé de récepteur* : $t_{kj} \Longrightarrow t'_{jj}$ et $x_{kj} \Longrightarrow x'_{jj}$, (voir figure 7), la formule :

$$ {}_kC_{jj} = x'_{jj}/t'_{jj} = (c/n + v_{kj})/(1 + v_{kj}/nc) \tag{25} $$

correspond à *la vitesse expérimentale dans* $R(j)$ *de l'éclair transmis par* $M(k)$ *à* Q_j. C'est l'effet Fresnel d'entraînement partiel de la lumière par les milieux matériels. Avec $n = 1$, la formule (25) est valable pour le vide, *à condition cependant de prendre en compte un changement de récepteur* (voir p.12). En revanche, si le récepteur effectif de l'éclair reste le même, lors du changement de repère, on adaptera la formule (19).

Effet Doppler dans les milieux matériels

L'éclair transmis par $M(k)$ et *perçu par* Q_j a la vitesse ${}_kC_{jj} = x'_{jj}/t'_{jj}$ dans $R(j)$. Par rapport à la source S_k, *ce même éclair* aura pour vitesse :

$${}_kC_{jk} = x'_{jk}/t'_{jj} = \gamma_{jk}(x'_{jj} + v_{jk}t'_{jj})/t'_{jj} = \gamma_{jk}({}_kC_{jj} - v_{kj})$$

ou

$${}_kC_{jk} = \gamma_{jk}\left[\frac{c/n + v_{kj}}{1 + (v_{kj}c/nc^2)} - v_{kj}\right] = \gamma_{kj}\ \frac{c}{n}\ \frac{1-\beta_{kj}^2}{1 + (v_{kj}c/nc^2)}$$

ou enfin

$${}_kC_{jk} = c/n\sqrt{1-\beta_{kj}^2}/(1 + v_{kj}/nc)$$

La formule (20) de l'effet Doppler (les dénominateurs de ${}_kC_{jj}$ et ${}_kC_{jk}$ s'annulent) donne ainsi :

$$\nu_{jj} = \nu_{kk}({}_kC_{jj}/{}_kC_{jk}) = \nu_{kk}(c/n + v_{kj})/(c/n)\sqrt{1-\beta_{kj}^2}$$

soit

$$\nu_{jj} = \nu_{kk}(1 - n\beta_{jk})/\sqrt{1-\beta_{jk}^2} \qquad (26)$$

On peut fixer le récepteur à $M(k)$ et prendre une source S_i mobile. Dans ce cas, *l'éclair perçu par* P_k a la vitesse ${}_kC_{kk} = c/n$ par rapport à P_k et la vitesse ${}_kC_{ki} = \gamma_{ki}(c/n + v_{ki})$ par rapport à la source S_i. D'où pour l'effet Doppler :

$$\nu_{kk} = \nu_{ii}({}_kC_{kk}/{}_kC_{ki}) = \nu_{ii}\sqrt{1-\beta_{ki}^2}/(1 - n\beta_{ik}) \qquad (26')$$

En combinant (26) et (26'), on obtient la formule générale de l'effet Doppler, la source S_i et le récepteur Q_j étant tous deux mobiles par rapport au milieu de propagation $M(k)$:

$$\nu_{jj} = \nu_{ii}\sqrt{1-\beta_{ik}^2}/(1 - n\beta_{ik})\ \times\ (1 - n\beta_{jk})/\sqrt{1-\beta_{jk}^2} \qquad (27)$$

Avec $n = 1$, on a pour le vide :

$$\nu_{jj} = \nu_{ii}\sqrt{1-\beta_{ik}^2}(1 - \beta_{jk})/\sqrt{1-\beta_{jk}^2}(1 - \beta_{ik})$$

qui redonne, une fois les calculs effectués, la formule connue :

$$\nu_{jj} = \nu_{ii}(1-\beta_{ji})/\sqrt{1-\beta_{ji}^2} = \nu_{ii}\sqrt{1-\beta_{ij}^2}/(1-\beta_{ij}) \tag{21}$$

l'indice k disparaît avec le milieu de propagation et l'on peut estimer mobile, soit la source, soit le récepteur. Reprenons à présent l'étude du cas limite de l'effet Fresnel, où $n = 1$.

Particules associées

Dans le vide, dans les conditions d'établissement des formules descriptives, la particule P_k reçoit l'éclair à l'instant $t_{kk} = x_{kk}/c$. Sa position est alors dans $R(j)$: $x_{kj} = \gamma_{kj}(x_{kk} + v_{kj}t_{kk})$ (formule (6) où $i = k$). De son côté, s'il estime à C, dans tous les repères, la célérité de la lumière (page 337), l'observateur de $R(j)$ *admet*, pour la réception de l'éclair par P_k, la date :

$$t_{kj} = x_{kj}/c = \gamma_{kj}(x_{kk} + v_{kj}t_{kk})/c = \gamma_{kj}\left(t_{kk} + \frac{v_{kj}}{c^2}x_{kk}\right) \quad , \quad (8 \text{ où } i = k)$$

Cet observateur ne tient pas compte que P_k *est mobile* et date l'événement comme si c'était la particule Q_j, *liée au repère* $R(j)$ en $x'_{jj} = x_{kj} = \gamma_{kj}(x_{kk} + v_{kj}t_{kk})$, qui perçoive l'éclair (*fig. p. 13*) :

$$t'_{jj} = x'_{jj}/c = \gamma_{kj}\left(t_{kk} + \frac{v_{kj}}{c^2}x_{kk}\right) = t_{kj}$$

C'est le même raisonnement que pour l'effet Fresnel p.10, avec $n = 1$, la formule (25) donnant : $(c + v_{kj})/(1 + \beta_{kj}) = c$. On a ainsi *dans* $R(j)$, pour les vitesses de l'éclair, selon qu'il est perçu *par* Q_j : $x'_{jj}/t'_{jj} = C$ *vraie* $\Longleftrightarrow$ *par* P_k : $x_{kj}/t_{kj} = c$ *apparente*. L'éclair perçu par P_k n'a la vitesse C que dans $R(k)$, dans $R(j)$ sa vraie vitesse est $C_{kj} = \gamma_{kj}(c + v_{kj})$.

Evidemment tout est réciproque : l'éclair perçu par Q_j a, pour vitesse apparente dans $R(k)$, la vitesse propre C de l'éclair perçu par P_k. La particule Q_j est ainsi associée à P_k dans $R(j)$ par l'observation et réciproquement, P_k *ayant au même "endroit"* géométrique, *une associée virtuelle dans chaque repère.* Cette relation d'équivalence est due à la composition des formules actives. *Même en relativité restreinte, l'espace ne peut se concevoir comme* *un cadre vide.* Il faut tenir compte du récepteur effectif et se servir de la durée expérimentale.

Particules homologues

Reste à synchroniser les horloges en mouvement relatif. Il suffit désormais que chaque observateur, en recevant l'information, puisse mesurer, dans le *repère qui lui est propre*, sa distance à l'émetteur à la date d'émission prise comme référence. Ceci est théoriquement possible, chacun de nous voit, *dans son propre repère*, les étoiles où elles étaient et non où elles sont. Par exemple, le récepteur P_k note la date $t_{kk} = 0 + x_{kk}/c$ et P_j, la date $t_{jj} = 0 + x_{jj}/c$ en accord avec t_{kk} et même égale à t_{kk} si $x_{jj} = x_{kk}$ comme dans le cas suivant.

Lors de l'établissement des formules descriptives, l'éclair est émis en $x = t = 0$ dans tous les repères. A cet instant zéro, les particules P_k et P_j, situées en $x_{kk} = x_{jj}$, sont à égale distance de la source *dans leur bon repère respectif.* Elles percevront donc l'éclair à la même date propre : $ct_{kk} = ct_{jj} = .. = ct_0$. *Percevoir l'éclair au même instant caractérise les particules homologues*, comme le fait de recevoir l'éclair au même "endroit" caractériserait les particules associées. Les particules homologues facilitent l'interprétation de la simultanéité à distance. Quant aux particules associées, elles permettent l'introduction du principe d'incertitude. Il est malheureusement impossible de développer ces questions en quelques pages.

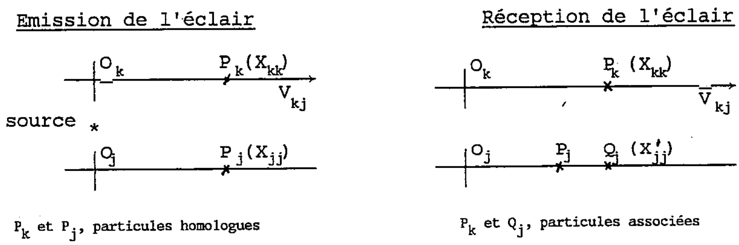

Figure 6.

Géométrisation de l'espace

Réduisons le signal à sa plus simple expression, le point lumineux. En tenant compte de l'*invariance des dates propres* aux récepteurs, on s'aperçoit rapidement que le repérage géométrique est à l'origine de remarquables propriétés. Dans les conditions d'établissement des formules descriptives (émission $x = t = 0$) :

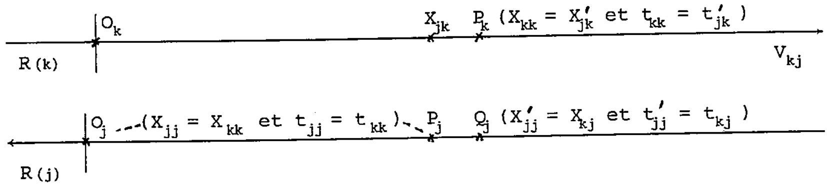

Figure 7.

A) Relativité active (voir p. 12)

Dans $R(k)$, le photon sera perçu par P_k en x_{kk} à la date propre t_{kk} et par la particule *associée* $Q_j(x'_{jj} = x_{kj} \quad , \quad t'_{jj} = t_{kj})$ au même point de $R(k)$ à des dates propres fonction de v_{jk} (formule (8) p.3 où $i = k$) soit $t'_{jj} = t_{kj} = \gamma_{jk}(t_{kk} - \frac{v_{jk}}{c^2} x_{kk})$.

B) Relativité passive (voir p.13)

Dans $R(k)$, le photon sera perçu par P_k en x_{kk} à la date t_{kk} et par la particule *homologue* $P_j(x_{jj} = x_{kk} \quad , \quad t_{jj} = t_{kk})$ à la même date propre, en des points de $R(k)$ fonction de v_{jk} (formule (13) p.5 où $i = k$), soit $x_{jk} = \gamma_{jk}(x_{kk} + v_{jk} t_{kk})$.

Pour un repère géométrique donné, selon le mouvement du récepteur *chaque photon peut dès lors être perçu à la vitesse C au même "endroit" à tout instant et au même instant en tout "endroit"*. Le photon n'ayant pas de repère propre, seule son interaction avec la matière est localisable. Conformément à la nature ondulatoire de la lumière, cette localisation, dans les conditions exposées ci-dessus, correspondra à *une onde plane monochromatique* (pour $x,\ t > 0$). Le raisonnement étant valable quel que soit le photon, il faut qu'en un point géométrique, sinon en un point matériel, puissent coexister plusieurs photons. C'est le principe de superposition des ondes électromagnétiques : les photons n'interagissent pas entre eux. L'équilibre thermique dans le rayonnement noir, la création de paires par les photons exigent la présence de particules matérielles. Le lieu et la date des événements, ce sont ces particules qui les fournissent.

Quadrivecteurs intéressant une particule matérielle

L'éclair n'ayant pas de durée propre, la durée du récepteur lui en tient lieu lors de la réception. En divisant l'intervalle élémentaire du phénomène par la *durée propre invariante* dt_0 de la particule matérielle intéressée, on obtient des 4-vecteurs :

Pour P_k voyageur $(t_0 = t_{kk})$

La particule matérielle P_k est fixe dans $R(k)$: $dx_{kk}/dt_{kk} = 0$. Dans ce cas 6 où $i = k$: $dx_{kj} = \gamma_{kj}(dx_{kk} + v_{kj}dt_{kk})$ donne $dx_{kj}/dt_{kk} = \gamma_{kj}v_{kj}$. C'est la vitesse propre dans $R(j)$ du voyageur P_k. Le 4-vecteur, rendant compte du phénomène, s'écrit alors dans $\overline{R(k)}$:

$$(cdt_{kk}, idx_{kk})/dt_{kk} = (c, io)$$

et dans $\overline{R(j)}$

$$\begin{pmatrix} \gamma_{kj} & -i\ \gamma_{kj}\beta_{kj} \\ i\ \gamma_{kj}\beta_{kj} & \gamma_{kj} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ io \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_{kj}c \\ i\ \gamma_{kj}v_{kj} \end{pmatrix}$$

de carré scalaire invariant $\gamma_{kj}^2(c^2 - v_{kj}^2) = c^2$. La notion de vitesse propre $\gamma_{kj}v_{kj}$ d'une particule matérielle rend compte des phénomènes physiques (notamment les importantes distances parcourues par les mesons) tout en faisant sauter le paradoxe des jumeaux de Langevin (il est regrettable que ce résumé n'en permette pas la discussion).

Pour P_k récepteur de lumière $(t_0 = t_{kk})$

L'éclair perçu par P_k est reçu dans $R(k)$ selon la formule : $dx_{kk}/dt_{kk} = c$. Dans ces conditions $dx_{kj} = \gamma_{kj}(dx_{kk} + v_{kj}dt_{kk})$ entraîne $dx_{kj}/dt_{kk} = \gamma_{kj}(c + v_{kj})$. C'est la vitesse propre dans $R(j)$ de l'éclair perçu par P_k. Le 4-vecteur, correspondant au phénomène, s'écrit dans $\overline{R(k)}$:

$$(cdt_{kk}, idx_{kk})/dt_{kk} = (c, ic)$$

et dans $\overline{R(j)}$:

$$\begin{pmatrix} \gamma_{kj} & -i\,\gamma_{kj}\beta_{kj} \\ i\,\gamma_{kj}\beta_{kj} & \gamma_{kj} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ ic \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_{kj}(c+v_{kj}) \\ i\,\gamma_{kj}(c+v_{kj}) \end{pmatrix}$$

Son carré scalaire invariant est nul, comme il se doit pour un vecteur genre lumière. Nous avons vu que la notion de vitesse propre $\gamma_{kj}(c+v_{kj})$ de l'éclair ph_k perçu par P_k permet d'interpréter de façon heureuse les phénomènes optiques.

Mécanique ondulatoire

Dans $\overline{R(k)}$, au 4-vecteur vitesse du récepteur P_k : $(c, i\vec{o})$, correspond la 4-vitesse du photon ph_k perçu par P_k : $(c, i\vec{c})$. La masse propre m_0 de P_k étant invariante ainsi que la masse, relativement à P_k, du photon ph_k (voir p.9), il existe la correspondance suivante entre les 4-vecteurs impulsion-énergie, dans $\overline{R(k)}$:

$$(h\nu_{kk}/c^2)(c, i\vec{c}) \Longleftrightarrow m_{kk}(c, i\vec{o}) \tag{28}$$

et dans $\overline{R(j)}$:

$$(h\nu_{kk}/c^2)[\gamma_{kj}(c+v_{kj}), i\gamma_{kj}(c+v_{kj})] \Longleftrightarrow m_{kk}(\gamma_{kj}c, i\gamma_{kj}v_{kj}) \tag{29}$$

qui peut s'écrire, compte tenu de $\nu_{kj} = \nu_{jj} = \nu_{kk}\gamma_{kj}(1+\beta_{kj})$ et de $\lambda_{kj} = c/\nu_{kj}$:

$$(h\nu_{kj}/c, ihu_x/\lambda_{kj}) \Longleftrightarrow (E_{kj}/c, ip_{kj}u_x) \tag{30}$$

D'où enfin, en multipliant par le scalaire $2\pi/h$, la correspondance suivante entre les 4-vecteurs d'onde de P_k et de ph_k :

$$2\pi(\nu_{kj}/c, iu_x/\lambda_{kj}) \Longleftrightarrow 2\pi(E_{kj}/hc, ip_{kj}u_x/h) \tag{31}$$

Les produits scalaires des 4-vecteurs d'onde et des intervalles d'Univers sont évidemment invariants :

$$\begin{gathered} 2\pi(\nu/c, iu_x/\lambda)\cdot(ct, ix) = 2\pi(\nu t - x/\lambda) \quad , \\ 2\pi(E/hc, ipu_x/h)\cdot(ct, ix) = 2\pi(Et/h - px/h) \end{gathered} \tag{32}$$

Si l'interaction du photon ph_k avec la particule matérielle P_k était représentée, dans les conditions d'établissement des formules descriptives, par la fonction monochromatique (voir p.14) :

$$\Phi_{kj} = exp\ i2\pi(\nu_{kj}t_{kj} - x_{kj}/\lambda_{kj}) \tag{33}$$

la présence de la particule matérielle, révélée par l'interaction avec le photon, se manifesterait par la fonction :

$$\psi_{kj} = exp\ i2\pi(E_{kj}t_{kj}/h - p_{kj}x_{kj}/h) \tag{34}$$

Conclusion

L'interprétation des expériences sur la célérité de la lumière dépend en réalité du concept d'espace-temps adopté :

La théorie traditionnelle admet au fond un espace absolu, indépendant de son contenu. *Dans ce cadre unique et vide, la lumière a "partout" la vitesse C.* Les distances parcourues par l'éclair dépendent des repères en mouvement choisis. Pour respecter cette vitesse C, *les durées sont alors fonction du repérage.*

Mais on peut également postuler une *durée absolue et des espaces relatifs aux corps matériels.* Dans ces conditions, la lumière a la vitesse C dans le repère du récepteur matériel, quel que soit ce récepteur, mais uniquement par rapport à lui (ps 7 et 8).

Aucune expérience ne peut *directement* départager ces deux hypothèses. Il est impossible de connaître la vitesse dans $R(j)$ de l'éclair perçu par P_k, sauf à le percevoir par P_j, ce qui est contradictoire. L'éclair perçu par P_j n'est pas en effet le même que l'éclair perçu par P_k, compte tenu de l'effet Doppler leurs photons n'ont d'ailleurs pas la même fréquence. En revanche, les conséquences sont en faveur de la deuxième interprétation : la relativité restreinte voit ses axiomes s'accorder avec ceux des autres théories, ses formules mathématiques prennent un sens physique évident et les soi-disant paradoxes sautent. A condition d'être sans parti-pris, sans aucun doute possible, *la seconde hypothèse est de loin la meilleure.*

Deux grands savants ont d'ailleurs pressenti la bonne solution. *Louis de Broglie* écrit en [6] p.35 : "Nous n'avons pas le droit ... de considérer (le photon) comme un petit objet décrivant une trajectoire dans "*l'espace*" ... et ajoute p.66 : "Si une théorie future nous permettait de voir plus clair dans les questions quantiques, ce ne pourrait être sans doute qu'*en modifiant profondément nos idées sur l'espace et le temps.*"

De son côté, *Einstein* déclare en [7] p.2 : "Le corps terrestre joue un rôle tellement prépondérant dans l'appréciation des positions relatives des corps, qu'il a conduit au concept de l'espace en soi, concept qui ne peut sérieusement être défendu" ... et d'ajouter p.3 : "Le point suivant nous semble essentiel. On peut, en juxtaposant à un corps A (solide matériel) des corps B, C ..., (le) prolonger d'une façon telle qu'il entre en contact avec tout corps X. L'ensemble des prolongements du corps A peut être considéré comme l'espace du corps A ... En ce sens, *on ne peut parler de l'espace en soi, mais seulement de l'espace correspondant au corps A"* ... fin de citation.

Ce résumé présente bien des faiblesses, de nombreuses questions restent à préciser et à élucider. *Un essai de plus de cent vingt pages répond à un bon nombre d'objections.* En particulier, ce sont le plus souvent des *mouvements accélérés* qui fournissent les "preuves" de la relativité restreinte (restreinte aux *mouvements d'inertie*). Là aussi, une durée absolue permet d'expliquer le "paradoxe".

Références

[1] Landau et Lifchitz, *Physique théorique. Théorie des champs*, Editions Mir Moscou, 1971.
[2] Berkeley mécanique, Armand Colin, 1972.
[3] Tonnelat, *sl Les principes de la théorie électromagnétique et de la relativité*, Masson, 1959.
[4] Tonnelat, *Histoire du principe de relativité*, Flammarion, 71.
[5] J.L. Synge, *Relativity. The special theory*, North Holland Publ. Comp. 1959.
[6] Louis de Broglie, *Continu et discontinu en physique*, Albin Michel, 1941.
[7] Albert Einstein, *Quatre conférences sur la théorie de la relativité*, Gauthier-Villars, 1971.

(Manuscrit reçu le 5 janvier 1988, révisé le 25 mars 1988)